Title	超伝導体における磁性不純物-o(J^3)の効果(量子統計的凝縮系(超伝導超流動)研究会報告)
Author(s)	川村, 清
Citation	物性研究 (1967), 8(1): A59-A62
Issue Date	1967-04-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/86004
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

という形になる。$\psi(x)$はデイ・ガンマ函数で、この式は普通の散乱しかないときにMarkowitz と Kadanoff によつて求められたものである。だから実測されたT_cの変化から、Markowitz-Kadanoffにしたがつて計算したAnisotropy の効果によるT_c の変化を差し引いて、残りの部分を局在状態の影響と考えることは、$\Gamma \gg \pi T_c$ならばさしつかえない。

文　献

(1) D.Markowitz and L.P.Kadanoff, Phys. Rev. 131, 563 (1963)
(2) T.Nagashima and T.Soda, Prog. Theor. Physics 36, 887
T.Nagashima and T.Soda, Prog. Theor. Physics 36, 1299
(3) P.W.Anderson, Phys. Rev. 124, 41 (1961)
(4) K.Takanaka and F.Takano, Prog. Theor. Phys. 36, 1080
C.F.Ratto and A.Blandin (to be published in Phys. Rev)

超伝導体における磁性不純物——$o(J^3)$の効果

川　村　　清（物性研）

超伝導体中の磁性不純物の影響は、Abrikosov と Gor'kov によつてBorn近似の範囲で調べられた(1)が、そのやり方は、Spin operatorをあたかもpotential であるかのようにc-numberとして扱つている。ところがこの方式だと例えばKondo 効果(2)のようなspin の dynamical な振舞いよる効果は取り扱えない。そく欠点をなくすために、Green 関数の運動方程式を考えると、そこにself-energy の形で不純物の影響が入る。すなわち

$$(i\epsilon_n-\xi_p)\langle\langle a_p;a_p^+\rangle\rangle_{i\epsilon_n}+\Delta_{\sigma-\sigma}\langle\langle a^+_{-p-\sigma};a^+_{p\sigma}\rangle\rangle_{i\epsilon_n}$$
$$-\Sigma^{(1)}_{p\sigma}(i\epsilon_n)\langle\langle a_{p\sigma};a^+_{p\sigma}\rangle\rangle_{i\epsilon_n}-\Sigma^{(2)}_{p\sigma}(i\epsilon_n)\langle\langle a^+_{-p-\sigma};a^+_{p\sigma}\rangle\rangle_{i\epsilon_n}=1$$

(1a)

$$(i\varepsilon_n+\xi_p)\langle\!\langle a^{+}_{-p-\sigma};a^{+}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n}+\Delta^{+}_{-\sigma\sigma}\langle\!\langle a_{p\sigma};a^{+}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n}$$
$$-\Sigma^{(3)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)\langle\!\langle a^{+}_{-p-\sigma};a^{+}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n}-\Sigma^{(4)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)\langle\!\langle a_{p\sigma};a^{*}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n}=0$$

(1b)

ここに出てくる$\Sigma^{(j)}(i\varepsilon_n)$ (j＝1, 2, 3, 4)は、次の式で与えられることが判った。

$$\Sigma^{(1)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)=-\langle\!\langle[H_{imp}\,a_{p\sigma}];[H_{imp},a^{+}_{p\sigma}]\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n} \tag{2a}$$

$$\Sigma^{(2)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)=-\langle\!\langle[H_{imp},a_{p\sigma}];[H_{imp},a_{-p-\sigma}]\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n} \tag{2b}$$

$$\Sigma^{(3)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)=-[\Sigma^{(1)}_{-p-\sigma}(i\varepsilon_n)]^{*},\Sigma^{(4)}_{p\sigma}(i\varepsilon_n)=-[\Sigma^{(2)}_{-p-\sigma}(i\varepsilon_n)]^{*} \tag{2c}$$

従って、あとは上の$\Sigma^{(j)}(i\varepsilon_n)$ を計算すれば、J の任意の次数まで一体のグリーン関数が計算出来る。(2)を(1)に代入して次の "Gap equation" を得る。

$$\Delta^{+}=|g|T\Sigma_{\varepsilon}[\Delta^{+}L(\varepsilon)+\Delta^{+}|\Delta|^{2}K(i\varepsilon)] \tag{3}$$

ここで

$$\Delta^{+}_{-\sigma\sigma}=|g|T\Sigma_{p,\varepsilon_n}\langle\!\langle a^{+}_{-p-\sigma};a^{+}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n} \tag{4}$$

また、$T\cong T_c$として

$$\langle\!\langle a^{+}_{-p-\sigma};a^{+}_{p\sigma}\rangle\!\rangle_{i\varepsilon_n}\cong\Delta^{+}L(\varepsilon_n)+\Delta^{+}|\Delta|^{2}K(\varepsilon) \tag{5}$$

と形式的においた。(1), (2)を実際に解くとL, Kが求まるからT_c 近傍の系の振舞いが判る。

例えばT_cは

$$1-|g|T_c\Sigma_{\varepsilon_c}L(\varepsilon_c)=0$$
$$\varepsilon_c=(2n+1)\pi T_c \tag{6}$$

から決まる。Lの具体的な形は次のようなものである。

$$L(\varepsilon)=\Sigma_p \frac{\eta_1(\varepsilon)/\eta_S(\varepsilon)}{\varepsilon_n^2\eta_1^2(\varepsilon)+\xi_p^2} \tag{7}$$

$$\eta_1(\varepsilon)=1+\frac{1}{2|\varepsilon|}\frac{1}{\tau_S^B}(1+\frac{4J\rho}{N}\log\frac{|\varepsilon|}{D})$$

$$\eta_S(\varepsilon)=1+\frac{1}{|\varepsilon|} \quad〃 \quad〃 \tag{8}$$

となり(7)，(8)を(6)に代入したものは、Liu が求めた式[3]に他ならない。

次の例として T_c における比熱のとびを計算する。熱力学ポテンシャルは(3)によつて

$$\Omega_S-\Omega_n=\int_0^{|g|}\delta(\frac{1}{|g|})|\Delta|^2$$

$$=-\frac{(1-|g|T\Sigma_\varepsilon L(\varepsilon))^2}{2|g|^2T\Sigma_\varepsilon K(\varepsilon)} \tag{9}$$

によつて与えられる。T_c における normal conductor と super conductor の比を

$$C_S(T_c)/C_n(T_c)=1+A/r$$

$$r=6.58\rho \tag{10}$$

として、(9)より

$$|\Delta|^2=T_c^2\,\ell n(T_c/T)A \tag{11}$$

$$A=[1+9.84S(S+1)N_{imp}(J\rho/N)^3]$$

$$\times[0.11-2.77(\rho/T_c)(J/N)^2N_{imp}S(S+1)(1-\frac{4J\rho}{N}(\ell n\frac{D}{T_c}-0.64)]^{-1} \tag{12}$$

で与えられる。(12)を見て判ることは、$0(J^2)$ でまず比熱のとびは必ず pure metal より大きいということである。$0(J^3)$ まで考えると、その大きくなり方は、$J<0$ の方が大きく $J<0$ では小さい。

文　　　献

(1) A.A.Abrikosov and L.P.Gor'kov: Soviet Phys. JETP 12 1243 (1961)

(2) J.Kondo: Prog. Theor. Phys. 32 37 (1964)

(3) S.H.Liu: Phys. Rev. 137 A1209 (1965)

超伝導体中のS－d相互作用

宗田敏雄（教育大理）
松浦民房（名大理）
長岡洋介（〃）

I　摂動計算を宗田が報告し

II　束縛状態を松浦が報告した。

I　摂動計算

超伝導体中の電子を表わす準粒子が一個の磁気的不純物原子によつて散乱されるときの断面積を摂動で計算する。系のハミルトニアンは

$$
\begin{aligned}
H = & E_0 + \sum_k E_k(\alpha_{k0}^+ \alpha_{k0} + \alpha_{k1}^+ \alpha_{k1}) \\
& - \frac{J}{N} \sum_{k,k'} \{ [(u_{k'} \alpha_{k'0}^+ + v_{k'} \alpha_{k'1})(u_k \alpha_{k0} + v_k \alpha_{k1}^+) \\
& - (u_{k'} \alpha_{k'1}^+ - v_{k'} \alpha_{k'0})(u_k \alpha_{k1} - v_k \alpha_{k0}^+)] S_z \\
& + (u_{k'} \alpha_{k'0}^+ + v_{k'} \alpha_{k'1})(u_k \alpha_{k1} - v_k \alpha_{k0}^+) S_- \\
& + (u_{k'} \alpha_{k'1}^+ - v_{k'} \alpha_{k'0})(u_k \alpha_{k0} + v_k \alpha_{k1}^+) S_+ \\
& + V_{pair}^{(4)}
\end{aligned}
\tag{1}
$$

ここに $\alpha_{ks}^+(\alpha_{ks})$ は運動量 $\underset{\sim}{k}$、スピン s の準粒子の創成（消滅）operator で